

## 気泡微細化沸騰とその応用可能性

庄司 正弘\*

### Microbubble Emission Boiling and Its Possible Application

Masahiro SHOJI\*

#### 1. 緒言

近年の極度に集積化された電子回路やデバイスの発熱密度は非常に大きくなっており、近い将来には単位面積当たり数MWに達するとも言われている。このように高い発熱密度を持つ物体の冷却は、もはや気体や液体単相の伝熱では不可能であり、沸騰冷却による他なく、それも液体温度が低い高サブクール沸騰を用いざるを得ない。一方、近年のマイクロテクノロジーの発展に伴って高性能で小型の冷却デバイスの開発が要望されている。そしてMEMSなどのマイクロ加工技術を用い構成されたマイクロミニチャネル構造体に沸騰冷却を用いようとした場合、狭い流路を閉塞して大きな流動抵抗（圧力損失）を来たさないためには、沸騰により発生する気泡（沸騰気泡）は充分小さなものでなくてはならない。本報で取り上げる気泡微細化沸騰（MEB: Microbubble Emission Boiling）は発生気泡の大きさが数 $\mu\text{m}$ から数十 $\mu\text{m}$ と微小であり、しかも十数 $\text{MW}/\text{m}^2$ の伝熱能（冷却性能）をもつことから上記の冷却に関わる諸問題をクリアできる伝熱様式であり応用上有望なものである。しかし、現象が複雑であるため不明な部分や未解決の問題が多い。そこで筆者らはここ数年、最も基本的な沸騰系である加熱細線のプール沸騰において、関係パラメタを広範囲に変えた系統的な実験研究を行っている<sup>(1) - (9)</sup>。本報はこれまで得られた研究の成果と残された課題を纏めたものである。

沸騰の科学的研究は昭和8年（1933年）に発表された抜山の研究<sup>(10)</sup>を嚆矢とする。爾来、火力や原子力による発電産業の進展を背景に、数多くの研究がなされてきた。しかし従来の応用対象、研究対象はボイラーや

原子炉といった規模の大きなものであったため、微細なスケールで生じる沸騰現象はあまり扱われてこなかった。しかも研究の主眼は熱伝達（伝熱量）に置かれ発生する気泡（通常は数mm程度の大きさ）にはあまり関心が払われてこなかった。こうした事情のために、高サブクール条件下の気泡微細化沸騰といった、ある意味で特殊な沸騰形態の研究は比較的新しく、1980年代初頭に群馬大学の稲田によってなされた報告<sup>(11)</sup>が最初と言ってよい。その後、我が国において継続的に研究がなされていたが<sup>(12) - (29)</sup>、前記のような社会的背景もあって最近では海外においても関心を呼んでいる。

沸騰は工業的応用の意味では成熟した（matureな）技術となっている。しかし、学術的には未解明の面が強く成熟していないと言われる。気泡微細化沸騰についてみると、微細気泡がどのようなメカニズムで発生するのか、またどのようなメカニズムとプロセスで高い熱伝達が得られるのかなど、基本的な事柄が不明で残されている。そもそも「気泡微細化沸騰」という名称や定義自体にも怪しさがあ議論が多い。本研究はこうした状況を打破することを最大の目的としている。

#### 2. 実験装置と方法

図1は実験装置の概略図である。試験液体としては、充分に脱気した純水を用いている。加熱体は長さ30mm、直径が100 $\mu\text{m}$ から300 $\mu\text{m}$ の白金線であるが、細線材質の影響を調べることを目的にニクロム線やステンレス線も用いている。また、加熱細線の熱容量の影響を調べるため細線の径もいくつか変えて実験している。細線は直流で電気加熱し、発熱量（ジュール発熱）から細線表面の伝熱量（熱流束）を求め、電気抵抗から表面温

\*教授 機械工学科  
Professor, Dept. of Mechanical Engineering

度を決定する。水温は補助ヒータとクーラーによって所定の温度に設定し、細線下方10mmの水温を熱電対で測定しバルク液温とみなす。沸騰の挙動は最高32,000駒/秒の高速ビデオで観察するが、気泡が微細であるため200倍の拡大レンズを用いた。沸騰では様相に応じて発生音が特徴的に変化する。この沸騰音は気泡発生の仕方や伝熱のメカニズムと密接に関係しているため、ハイドロフォンを用い20kHzで集音、記録した。

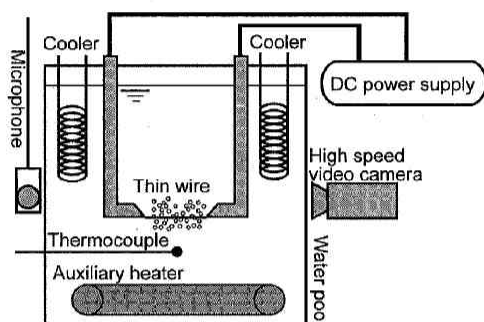


図1 プール沸騰実験装置

### 3. 実験結果

#### 3.1 沸騰曲線

図2は実験で得られた代表的な沸騰曲線であり、サブクールによる伝熱特性の違いを示している。低過熱度では発生する気泡の数が少なく、細線の温度は変動し一定しない。熱流束の増加（過熱度の増加）と共に次第に安定した沸騰状態となり、サブクールが大きいくほど熱伝達も大きくなる。核沸騰の上限（限界熱流束、CHF: Critical Heat Flux）は、低サブクール下では核沸騰から膜沸騰に遷移する形で発生し、高サブクール下では細線が熔融切断（バーンアウト）する形で生じる。なお、沸騰曲線は、熱流束を上げていった場合と下げていった場合では僅かに異なり、ヒステリシスが存在する。

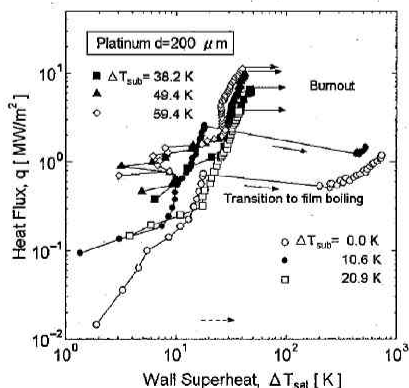


図2 典型的な沸騰曲線（細線径が200μmの白金線の場合）

#### 3.2 気泡の発生挙動

図3に熱流束およびサブクールによる沸騰挙動の違いを示す。図4は、サブクール度（ $\Delta T_{sub}$ ）が10K及び40Kの場合の写真であり、サブクール度による気泡発生の違いを示している。図4(a)に見るように低サブクールでは、気泡の先端から上方にプルームが発生する。このプルームは表面張力の温度依存性に起因するサーモキャピラリ対流であり、熱流束が大きくなると細線周りのあらゆる方向に現れる。図5は、そのサーマルプルームの時間的な変動の様子である。一方、高サブクールでは図4(b)に見るように、細線の周りに多数の微細気泡が雲のごとく発生し、気泡微細化沸騰が現れる。微細な気泡は、プルームに乗る形でバルク液中に放出されるため、サブクール下でも容易に消滅（凝縮）しない。なお、低サブクール下でも気泡の表面は蒸発と凝縮によって振動し安定しないが、振動は比較的穏やかであり、微細な気泡の発生はない。なお、この低サブクール下の気泡界面の振動現象についてはKuzma-Kichaら<sup>(30)</sup>により詳細に調べられている。図6は低サブクールにおける発生気泡の熱流束（過熱度）による違いを示す。図6(3)と図6(4)は、核沸騰から遷移した後の膜沸騰の状態である。一方、図7は高サブクール下の状況であるが、気泡の微細化は高熱流束でのみ生じている。このように、一般に気泡微細化沸騰は2~3 MW/m<sup>2</sup>以上の高熱流束において生じるものである。

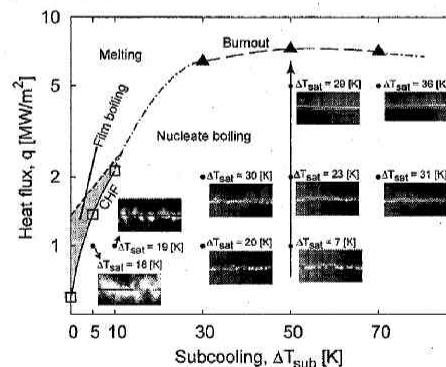


図3 熱流束とサブクールによる沸騰様相の違い

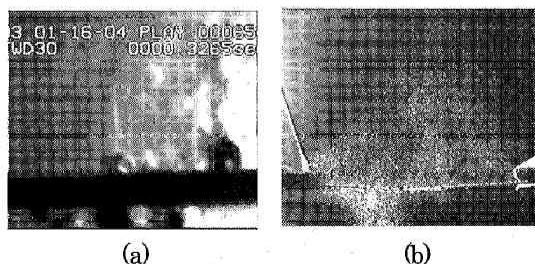


図4 サブクールによる気泡の発生挙動の違い。  
(a)  $q = 1 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{sub} = 10 \text{ K}$   
(b)  $q = 3 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{sub} = 40 \text{ K}$

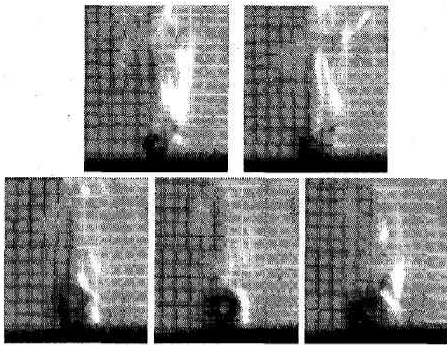
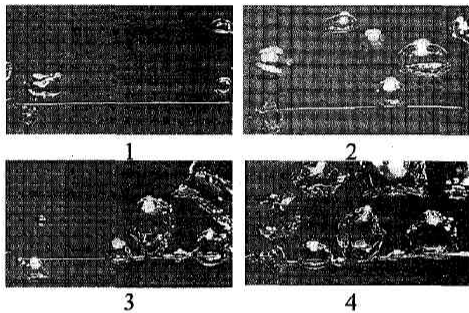
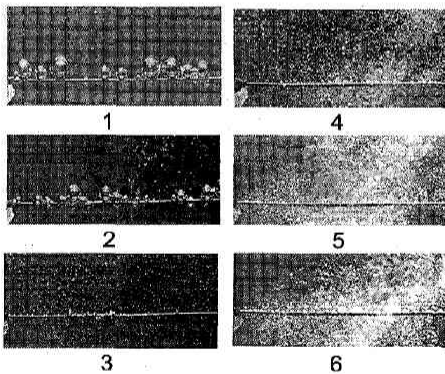


図5 サーマルプルーム (図4(a)) の時間的変動。  
0.5ms ごとの写真。



1:  $q=0.36 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sat}}=18.0 \text{ K}$  2:  $q=0.52 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sat}}=24.0 \text{ K}$   
3:  $q=0.63 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sat}}=40.1 \text{ K}$  4:  $q=0.93 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sat}}=67.4 \text{ K}$

図6 飽和状態 ( $\Delta t_{\text{sat}}=0 \text{ K}$ ) の沸騰挙動



1:  $q=0.99 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}}=7.0 \text{ K}$  4:  $q=3.38 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}}=29.0 \text{ K}$   
2:  $q=1.24 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}}=11.0 \text{ K}$  5:  $q=6.45 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}}=34.0 \text{ K}$   
3:  $q=1.77 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}}=26.0 \text{ K}$  6:  $q=10.3 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}}=43.0 \text{ K}$

図7 サブクール状態の沸騰挙動

### 3.3 発生気泡の大きさ

発生する気泡は高サブクールでは非常に小さいものとなる。しかも液中にかなりの速さで射出されるため鮮明な映像を捉えることは難しく、これまでほとんど測定例がない。唯一の例外として強制流動サブクール沸騰でなされた Celata らの測定<sup>(31)</sup>があるが、気泡サイズは数十  $\mu\text{m}$  以下の小さなものであるとしか報告されていない。そこで本研究では、200 倍率の拡大レンズとシャッター速度が数  $\mu\text{sec}$  のストロボ光源を用いて瞬間接写撮影を

行い、詳細に気泡径を測定した。拡大写真の場合、視野の大きさに限界があるため、細線近傍 5 mm 内に存在する気泡群を撮影し、 $2 \mu\text{m}$  ほどの大きさに区切って気泡の個数を数えた。その結果の一例 (熱流束  $q=2 \text{ MW/m}^2$  の場合) が図8である。この図でデータの円の大きさが気泡の個数の多少を示している。また破線は各サブクールにおける平均値である。図8からわかるように、気泡径は広く分布するものの、サブクールと共に小さくなり、気泡が微細化する高サブクール ( $\Delta T_{\text{sub}} > 30 \sim 40 \text{ K}$ ) で平均値はほぼ一定で  $20 \mu\text{m}$  程度であり、最小のものは数  $\mu\text{m}$  であることがわかる。このような微細気泡に働く浮力は小さく、気泡は細線周りに生じるプルーム (サーモキャピラリ流) に乗った形で液中を移動する。図4(b)、図7(4)~図7(6)から推察されるように、プルームは細線周りのあらゆる方向に生じる。したがって微細気泡は細線周りに広く分布する。

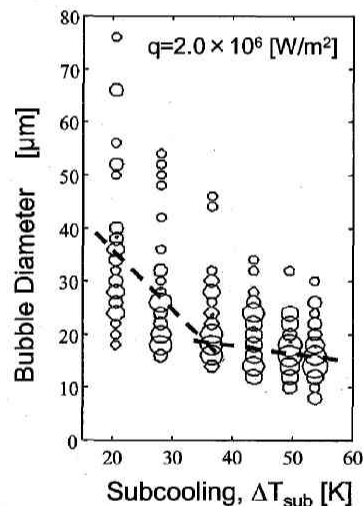


図8 気泡径のサブクールによる変化。各データ点の大きさは気泡の個数を、破線は平均値を表す。

### 3.4 気泡微細化のメカニズム

図9は気泡の微細化の過程を捕らえた高速度写真の一例である。この写真から、微細気泡は始めに発生する1次気泡の一部が界面から剥がれ、それが分裂する形で生じていることがわかる。すなわち、気泡が微細化する高サブクール、高熱流束条件では、蒸発と凝縮が同時に激しく生じ、その結果、気泡の界面は激しく変動して不安定となり、微細な気泡を生むと考えられる。この発生機構は、いわゆるキャピテーション型の発生機構 (気泡の急激な収縮と固体面への衝突による) とは異なったものであり、むしろノズルから噴出する気泡に超音波を印加したときに観察される微細化の機構<sup>(9)</sup>によく似ており興味深い。

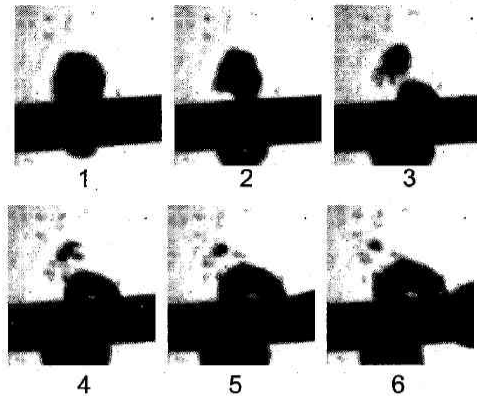


図9 気泡が微細化する様子.  $q = 5.0 \text{ MW/m}^2$ ,  $\Delta T_{\text{sub}} = 30 \text{ K}$  の場合. 31, 2  $\mu\text{sec}$  ごとの連続写真.

### 3.5 1次気泡

加熱した細線上に最初に現れる1次気泡の大きさ(最大サイズ)はサブクール度と熱流束によって異なる. 図10はその大きさであり, サブクールの増加と共に始め小さくなるが, 気泡が微細化する高サブクールではほぼ一定であり, 熱流束による違いも小さい. 前節で見たように微細気泡はこの1次気泡から引き千切られる形で発生するが, この状態はサブクールが30~40 K以上の高サブクールにおいてのみ観察される.

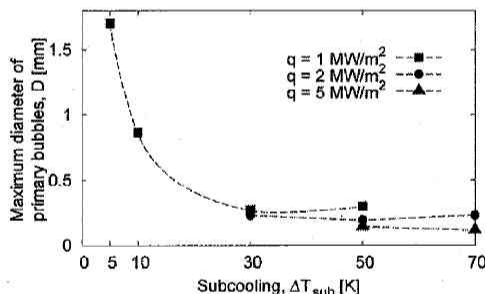


図10 1次気泡の大きさ. サブクールと熱流束による変化.

### 3.6 沸騰音

気泡微細化沸騰は高速の現象であり, その挙動(伝熱の機構)を捉えるのは難しい. サブクール沸騰では, 沸騰によって発生する音(沸騰音)は熱流束やサブクールによって特徴的に変化する. この音は沸騰で生じる熱流体挙動と密接に結びついたものと考えられる. そこでマイクロフォンを用いて沸騰音を測定し, そのスペクトル分布を調べてみた. 図11は測定結果の一例であり, サブクール度が0 K(飽和沸騰), 20 K, 40 Kの場合の周波数によるスペクトルの強さ(パワー)を示している. この図からわかるように, スペクトル強度は3つの周波数(a, b, c)で強く現れる. そして低サブクールで

はaの低周波のものが卓越し, 中程度のサブクールでは周波数の高いb, cが強度を増し, 高サブクールでは高周波数のcが卓越する. ここで注目すべきことは, bの周波数はサブクールと共に僅かに変化するものの, aとcの周波数はほぼ一定となっていることである. つまり, われわれが耳にする沸騰音の変化は周波数の変化によるものではなく, スペクトルの強度変化によるものであることがわかる. 沸騰音に見られるこの3つの卓越した周波数が沸騰のどのようなメカニズムと結びついているのか, 現在のところ未だ明らかにできていない. しかし, その周波数の大きさから見て, aの周波数は1次気泡の発生に, bとcは気泡の微細化に関連したものであると考えられる.

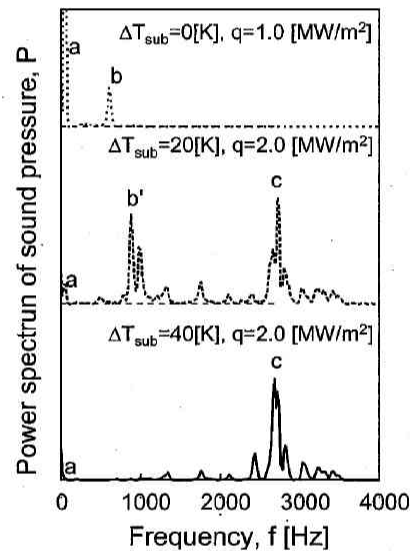


図11 沸騰音のスペクトル

## 4. 限界熱流束

### 4.1 線径依存性

核沸騰の上限は沸騰応用熱機器の安全性(焼き切れ)に関連することから限界熱流束(CHF: Critical Heat Flux), と呼ばれ, 沸騰研究における最大の関心事項である. CHFについては未だ不明の事柄も多いのであるが, 水平加熱面の値  $q_{CHF}$  は次の Zuber の式でほぼ与えられる.

$$q_{CHF} = C \cdot \sqrt{\rho_V} h_{fg}^4 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_V) \sigma g}{\rho_V^2}} \quad (1)$$

ここに,  $\rho_V$ ,  $\rho_L$  は蒸気および液体の密度,  $h_{fg}$  は蒸発潜熱,  $\sigma$  は表面張力,  $g$  は重力加速度である. 細線や円柱の場合は, その大きさ(直径)によってCHFは異なってくるが, 円柱の場合のこの線径依存性について Lienhard ら<sup>(32)(33)</sup> は多数の実験を行って, 無次元の形



で図12のように整理している。ここに、縦軸に現れる  $q_{CHF,Z}$  は式(1)の Zuber の値であり、横軸は毛管定数で規格化された円柱の半径

$$R' = d / \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_V)g}} \quad (2)$$

である。Lienhard らのデータは直径が数 mm 程度以上の比較的大きな円柱に関するものであるが、図12にはこれまで細線で得られている他の研究者のデータを加えている。図12を見ると、細線及び円柱系の CHF の線径依存性は次のように4つの領域に分類できることがわかる。

**領域 I ( $1.0 < R'$ )** : 大きな円柱の場合であり、CHF は水平平板の値とほぼ同じになる。

**領域 II ( $0.1 < R' < 1.0$ )** : 小さな円柱の場合であり、円柱径の減少と共に CHF は大きくなる。

**領域 III ( $0.05 < R' < 0.1$ )** : 比較的小さい円柱あるいは比較的大きな細線の場合であり、CHF は細線径が小さくなると CHF も小さな値となる傾向にあるが、遷移的な領域であってデータのばらつきが大きい。

**領域 IV ( $R' < 0.05$ )** : 小さな極細線の場合であり、CHF はほぼ一定となる。この一定値は平板の CHF の値より小さい。

なお、図12は飽和沸騰における線径依存性に関するものである。線径依存性は液体サブクールや系圧力など CHF に関係したパラメタによって異なってくると予想されるが、現在のところそれを検証するに十分なデータはない。また、CHF は細線や円柱の熱容量や材質にも依存すると考えられるが、図12のデータには、中実の細線や円管状のパイプのデータが含まれており、統一されていない。今後、関係パラメタの影響を含めた系統的なデータの収集と検討が必要である。

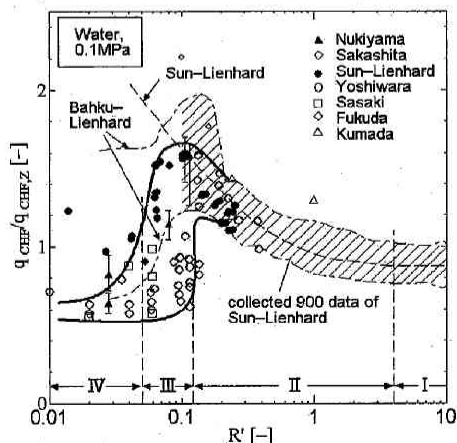


図12 限界熱流束 CHF の線径依存性

## 4. 2 サブクール依存性

沸騰においては一般に、サブクール度の増加と共に CHF も増加する。そして、平板、円柱などの加熱面の形状に関わらず、CHF はサブクールに比例して直線的に増加すると考えられている<sup>(34)-(36)</sup>。実際、水平加熱面や円柱の実験でそのことが確かめられている<sup>(37)-(39)</sup>。しかし、ごく小さな細線の場合はやや事情が異なる。図13は白金細線の CHF に関する吉原と庄司<sup>(1)</sup>の実験データである。また、図14(a)~(c)は、線径の異なる白金細線と細線の材質がステンレス、ニクロムの場合のデータである。図13、図14に見るように、サブクールの増加と共に CHF は始めは直線的に増加するが、やがて増加率が鈍化し、高サブクールではほぼ一定の値をとる傾向にある。このような傾向はメタノールやアセトン、R113 などの液体について調べた Bakhu と Lienhard<sup>(32)</sup> や福田ら<sup>(39)</sup>のデータにも見られる。先に述べたように、気泡微細化沸騰はサブクール度が大きい場合に生じる。また、図10に見るように1次気泡の大きさのサブクールによる変化傾向も上記 CHF の変化傾向に似ている。したがって、この CHF のサブクール依存性は気泡の微細化に関係していると推察されるが、未だそれを定量的、物理的に明らかにできていない。

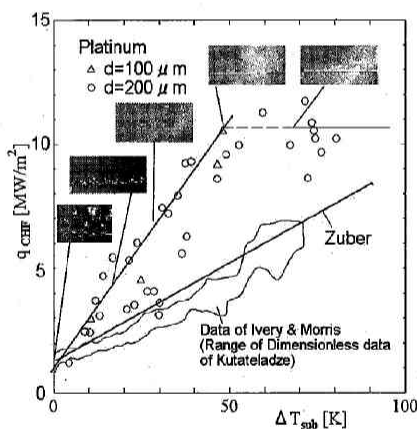


図13 限界熱流束のサブクール依存性

## 4. 3 細線材質の影響

細線の沸騰の場合、核沸騰の限界(限界熱流束CHF)は二つの異なった形であられる。その一つは核沸騰から膜沸騰への遷移の形であり、比較的低サブクールで現れる(図14の○で示すデータ)。他の一つは高サブクールで生じる形であり、加熱細線の焼き切れ(バーンアウト)が発生する(図14の●で示すデータ)。両者の境界は図14のa点であり、サブクールがおよそ10~20 K、熱流束が2~4 MW/m²にある。そして実験によれば、a 点のサブクールや熱流束は細線材質やサブクールにはあまりよらない。つまり、上記 CHF の現れ方の違いは核沸騰における状況に理由するのではなく、核沸騰から膜沸騰に至る遷移の状況に原因していると考えられる。

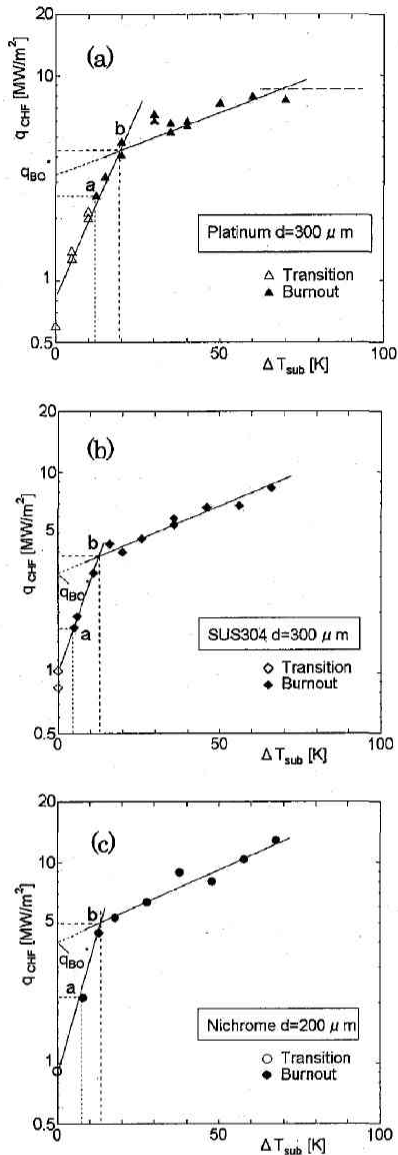


図14 限界熱流束の細線材質とサブクール依存性

細線の溶断は、膜沸騰に遷移したときの加熱面温度が細線材質の融点を超えているために生じると考えるのがごく自然である。しかし残念ながら、このことを検証するに十分な膜沸騰のデータはほとんど存在しない。一方、図13および図14から明らかなように、細線の材質や直径が違えばバーンアウトが生じるCHFに差が現れる。このことは細線の熱容量や融点がバーンアウトに関連したものであることを間接的に示している。図14のb点以上のサブクールでは、CHFはバーンアウトの形で発生するが、サブクール度による変化がほぼ直線的で一定の傾向を有している。そこで、この領域にあるデータをサブクール度0（飽和条件）まで延長し、その熱流束 $q_{BO}$ をサブクール度によらないバーンアウト型の特性的な限界熱流束とみなし、細線材質との関連を調べてみたのが図15である。ここで横軸の $S$ は、沸騰熱伝達と加熱面の熱容量の関係を議論するために BarCohen<sup>(40)</sup>が導入

したパラメタであり、

$$S = d\sqrt{\rho c \lambda} \quad (3)$$

と定義され、加熱面の寸法（今の場合は細線径）と過渡熱伝達に関係した量となっている。なお、式(3)で $\rho, c, \lambda$ はそれぞれ加熱面材質の密度、比熱、熱伝導率である。図15に見るように、 $q_{BO}$ は $S$ によりほぼよいままとまりを示しており、上記の推論を間接的ながら支持している。

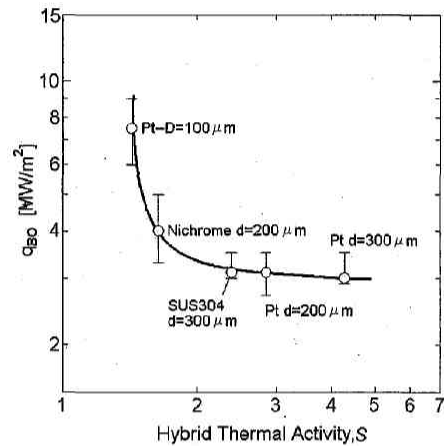


図15 バーンアウト熱流束の細線熱容量依存性の整理

## 5. 気泡微細化沸騰の応用

気泡微細化沸騰は発生気泡が非常に小さく、また高い伝熱特性を有することから、マイクロチャネル構造体を用いた高性能で小型の冷却デバイスへの応用に適している。この適用可能性を確認するため、流路幅が1mmで高さが200μmから1mmの矩形ミニチャネル内で流動沸騰の実験を試みた。紙数の関係で、実験装置や方法、結果の詳細は別報<sup>(5)(6)(8)</sup>に譲り、ここでは得られた伝熱特性と流路の圧力損失（流動抵抗）に関する主要な結果のみについて紹介する。図16、図17は伝熱特性と流路の圧損に関する典型的な実験結果である。図16に見るように、ある熱流束（この場合は4.8MW/m²）を境に、チャネルの上流と下流で伝熱特性に明確な差が現れる。つまり、加熱度の低い低熱流束ではチャネル内は安定した核沸騰状態にある。このため、上流と下流の伝熱性能の差は小さい。一方、過熱度が大きく熱流束が高くなると流れは不安定な振動流となり、このため上流と下流で伝熱特性に差が現れる。こうした流動様式と伝熱特性の差は、必然的に流れの抵抗（圧力損失）の違いとなって現れる。すなわち図17に見るように、低熱流束下では流れの抵抗は液単相の場合と大差が無く比較的小さい。一方、熱流束がある限界を超えて高くなると、流れの抵抗が激増する。マイクロ冷却デバイスとして有効であるのは、図16、図17において伝熱特性が安定で流れの抵抗の小さな低熱流束域である。この実験の場合、低熱流束の上限は約4.8MW/m²である。ここで注

目すべきは、低熱流束と言っても通常のプール沸騰CHFの約4倍であり、非常に高い。

この流動沸騰の結果から、ある長さ以下のミニチャネルを多数並列に配置し、液体の流入と流出を繰り返しながらそれをカスケード式に多重配列することで、伝熱性能の優れたマイクロ冷却デバイスを構成できる可能性のあることがわかる。原理的には、現在の冷却能を1桁も越える高い冷却能を持ったデバイス（ヒートシンク）が可能である。残されている問題は、デバイス設計に資するチャネル径やチャネル長さに関するデータベースの蓄積、および具体的にマイクロチャネル構造体を製作することである。

## 6. 結言

本報では、冷却能の非常に高い小型冷却デバイスへの応用が期待される気泡微細化沸騰に関し、水平加熱細線を用いたプール沸騰実験を行って、現象挙動を詳しく調べた結果について述べた。また今後、研究課題として残されている問題を指摘した。

## 参考文献

- (1) 庄司正弘, 吉原正博, “極細線のバーニアアウト熱流束に関する研究”, 第28回日本伝熱シンポジウム, 博多, 1-B142 (1991-5), pp.121-123.
- (2) 庄司正弘, 吉原正博, “沸騰熱伝達における微細気泡発生現象の観察”, 可視化情報, 11-2 (1991), pp.143-148.
- (3) 湯浅真樹, 丹下学, 渡辺誠, 庄司正弘, “加熱細線における気泡微細化プール沸騰”, 第41回日本伝熱シンポジウム, 富山, 1-A131 (2004-5), pp.17-18.
- (4) M.Tange, M.Yuasa, S.Takagi and M.Shoji, Microbubbles Emission Flow Boiling in a Microchannel and Minichannel, *Thermal Science and Engineering*, 12-6 (2004-6), pp.23-30.
- (5) 丹下学, 渡辺誠, 高木周, 庄司正弘, “ミニチャネル内の気泡微細化強制流動沸騰”, 第41回日本伝熱シンポジウム, 富山, 2-A223 (2004-5), pp.365-366.
- (6) 丹下学, 渡辺誠, 高木周, 庄司正弘, “マイクロチャネル内の気泡微細化沸騰と蒸気泡の動的挙動”, 日本機械学会年次大会講演論文集, 札幌, OS2 (2004), pp.87-88.
- (7) 丹下学, 渡辺誠, 高木周, 庄司正弘, “細線上気泡微細化沸騰の伝熱機構”, 第42回日本伝熱シンポジウム, 仙台, 3-A352 (2005-5), pp.762-763.
- (8) M.Tange, M.Watanabe, S.Takagi and M.Shoji, Microbubble Emission Boiling in a Rectangular Minichannel Flow, *Proc. 3rd International Conference of Microchannels and Minichannels*, J, June 13-15 Toronto, Canada, 2005.
- (9) 幕田寿典, 竹村文男, 飛原英治, 松本洋一郎, 庄司正弘, “超音波場における均一微細気泡”, 日本機械学会論文集, 70-699 (2004-11), pp.2758-2767.
- (10) S.Nukiyama, “The maximum and minimum values of the heat  $Q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure”, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.27, pp.959-970, 1984.原典は坂山四郎, “金属面と沸騰水との間の伝達熱の極大値並びに極小値決定の実験”, 日本機械学会誌, 37-206 (933-6), pp.367-374.
- (11) 稲田茂昭, 宮坂芳喜, 泉亮太郎, 小長谷芳彦, “サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第1報)”, 日本機械学会論文集, B47-417 (1981-5), pp.852-860.
- (12) 稲田茂昭, 宮坂芳喜, 佐久本伸, 泉亮太郎, “サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第2報)”, 日本機械学会論文集, B47-422 (1981-10), pp.2021-2027.
- (13) 稲田茂昭, 宮坂芳喜, 佐久本伸, 泉亮太郎, “サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第3報)”, 日本機械学会論文集, B47-422 (1981-10), pp.2030-2039.
- (14) 稲田茂昭, 宮坂芳喜, 泉亮太郎, 小林盛一, “サブクールプール沸騰特性曲線の研究 (第4報)”, 日本機械学会論文集, B47-423 (1981-11), pp.2199-2206.
- (15) 稲田茂昭, 宮坂芳喜, 泉亮太郎, “サブクール液中に離脱した合体蒸気泡の消滅”, 日本機械学会論文集, B52-477 (1986-5), pp.2222-2227.
- (16) S.Inada, Y.Miyasaka, S.Sakamoto and G.R.Chandratilleke, Liquid-solid contact state in subcooled pool transition boiling system, *Trans. of the ASME J. of Heat Transfer*, Vol.108, pp.219-221, 1986.
- (17) 藤林晃夫, 熊谷哲, 武山武郎, “姿勢と流動の組み合わせによる四つの強サブクール沸騰系の熱伝達”, 日本機械学会論文集, B51-463 (1985-3), pp.919-927.
- (18) 広野, 島田了八, 熊谷哲, 武山武郎, “水平面から高サブクール水への気泡微細化沸騰”, 東北大学紀要, 52-2 (1988), pp.149-165.
- (19) 久保良, 熊谷哲, “気泡微細化沸騰の発生と安定性”, 日本機械学会論文集, B58-546 (1992-2), pp.497-502.
- (20) 久保良, 熊谷哲, “気泡微細化沸騰の発生音と熱伝達の相関性”, 日本機械学会論文集, B59-557 (1993-1), pp.183-190.
- (21) R.Kubo and S.Kumagai, Occurrence and stability of microbubble emission boiling - stormy and clam regimes, *Editors: Hewitt, Geoffrey Frederick, Heat Transfer 1994, Proc. 10th Int. Heat Transfer Conf*, Vol.5, pp.99-104, 1994.
- (22) 熊谷哲, 久保良, 川崎正史, “水平および鉛直伝熱面から並行流サブクール水への気泡微細化沸騰”, 日本機械学会論文集, B64-627 (1998-11), pp.3808-3813.
- (23) 熊谷哲, 久保良, “気泡微細化沸騰における気泡の挙

- 動, 日本機械学会論文集, B65-629 (1999-1), p.296-300.
- (24) 熊谷哲, 川端和典, 吉川浩行, 島田了八, “鉛直平面からの気泡微細化沸騰における気泡の挙動と圧力変動”, 日本機械学会論文集, B65-632 (1999-4), pp.1383-1388.
- (25) 熊谷哲, 兎原剛史, 中田俊彦, 泉正明, “気泡微細化沸騰におけるボイド信号に基づく固液接触の考察”, 日本機械学会論文集, B67-661 (2001-9), pp.2304-2310.
- (26) 鳥飼欣一, 鈴木康一, 竹内光生, “ぬれ難い面の沸騰伝熱に関する研究”, 日本機械学会論文集, B55-511 (1989-3), pp.770-775.
- (27) 鈴木康一, 鳥飼欣一, 佐藤英明, 石丸淳二, 田中康夫, “矩形管流路内のサブクール沸騰熱伝達”, 日本機械学会論文集, B65-637 (1999-9), pp.3097-3104.
- (28) K.Suzuki, H.Saitoh and K.Matsumoto, High Heat Flux Cooling by Microbubble Emission Boiling, *Annals of The New York Academy of Sciences*, pp.364-377, 2002 Oct.
- (29) 国分太一, 鈴木康一, “拡大加熱面からの微細気泡の発生を伴うサブクール流動沸騰”, 第41回日本伝熱シンポジウム, 富山, 2-A132 (2004-5), pp.19-20.
- (30) Y.Kuzma-Kichta, A.K.Ustinov, A.A.Ustinov and L.Kholpanov, Investigation of interface oscillations during boiling, *The third international conference on transport phenomena in multiphase systems*, pp.45-52, 2002.
- (31) G.P.Celata, M.Cumo, A.Mariani and G.Zummo, Burnout in subcooled flow boiling of water. A visual experimental study, *Int. J. Therm. Sci.*, Vol.39, pp.896-908, 2000.
- (32) N.Bakhru & J.H.Lienhard, Boiling from small cylinders, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.15, pp.2011-2025, 1972.
- (33) K.H.Sun & J.H.Lienhard, The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.13, pp.1425-1439, 1970.
- (34) S.S. Kutateladze and L.L.Schneiderman, Experimental study of influence of temperature of liquid on change in the rate of boiling, *USAEC Report AEC Tr-3405*, pp.95-100, 1953.
- (35) N. Zuber, M.Tribus and J.W.Westwater, The hydrodynamic crisis in pool boiling of saturated and subcooled liquids, *Int. Development in Heat Transfer, ASME*, No.27, pp.230-236, 1963.
- (36) H.J.Ivey and D.J.Morris, Critical heat flux of saturation and subcooled pool boiling in water at atmospheric pressure, *Proc. third Int. Heat Transfer Conference*, Vol.3, pp.129-142, 1966.
- (37) 横谷定雄, 渡辺誠, 庄司正弘, “高サブクール沸騰における限界熱流束”, 第37回日本伝熱シンポジウム, 神戸, 1-B131 (2000-5), pp.65-66.
- (38) 坂下弘人, 大森武志, 榊野大創, 熊田俊明, “水平線および垂直線のサブクール沸騰限界熱流束”, 第35回日本伝熱シンポジウム, 名古屋, 3-H341 (1998-5), pp.937-938.
- (39) 福田勝哉, 櫻井彰, “種々の液体中の水平円柱における異なる機構をもつサブクールプール沸騰CHFに及ぼす円柱直径の影響”, 第38回日本伝熱シンポジウム, 大宮, 2-G221 (2001-5), pp.587-588.
- (40) A.Bar-Cohen et al., Pool boiling critical heat flux in dielectric liquids, *Proc. Fifth International Conference on Boiling Heat Transfer*, Jamaica, 2003.